

A stylized graphic of overlapping clouds in light blue and white, positioned in the upper half of the cover.

# 大气能量学

〔比利时〕 J.ven Mieghem 著

科学普及出版社

D 43

M 21

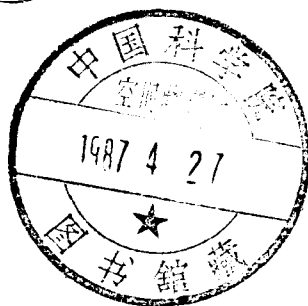
# 大气能量学

(比利时) J. Van Mieghem 著

吴宝俊 刘延英 等译

仇永炎 审校

TVI=4/15



科学普及出版社

32208

## 内 容 提 要

本书是七十年代以来气象学方面的重要出版物之一。全书共 18 章，分为两篇。第一篇介绍全面理解各种大气能量过程所需要的理论基础；第二篇论述各种时空大气运动系统之间相互作用及能量过程。本书较全面、较系统、较严谨地阐述了大气运动系统能量学的知识，不仅可供气象、海洋工作者（特别是预报员）以及高等院校有关师生或研究生阅读，而且可供想深入探索大气物理学与大气动力学问题的其他人员参考。

### 大 气 能 量 学

(比利时) J. Van Mieghem 著

吴宝俊 刘延英 等译

仇永炎 审校

责任编辑：王健民

封面设计：王序德

\*

科学普及出版社出版（北京海淀区魏公村白石桥路 32 号）

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

清华大学印刷厂印刷

\*

开本：787×1092毫米1/32印张：11.75 字数：260 千字

1986 年 12 月第一版 1986 年 12 月第一次印刷

印册：0001—2,500 册 定价：2.40 元

统一书号：13051·1488 本社书号：1186

## 译 者 的 话

大气能量学是近代气象学的一个重要分支。我国开展能量天气分析、预报方法研究以来，很多气象工作者（特别是预报员）对大气中各种形式的能量输送和能量转换问题产生了很大兴趣，迫切需要一本较全面、较系统、较严谨的大气能量学作参考。为此，我们将著名气象学家 *J. Van Mieghem* 的这本专著《大气能量学》译出，介绍给读者。

*J. Van Mieghem* 在大气动力学方面造诣很高，论著较多（例如见书末参考文献中所列）。该书是他根据多年来在大学的授课讲义整理而成，是七十年代气象学方面的重要出版物之一。全书 18 章，分为两篇。第一篇，介绍全面理解各种大气能量过程所需要的理论基础；第二篇，论述各种时空大气运动系统之间相互作用及能量过程，其中有效位能部份（见第 14 章）写得尤为详细、严谨，是 *E. N. Lorenz* 专著《大气环流的性质和理论》的姊妹篇。

参加本书翻译的有：吴宝俊、刘延英、章国材、任健、辛宝恒、冯树常以及元来福；参加校审的有：仇永炎、唐知愚、刘式达、陶祖钰。此外，苏福庆、张文华参加过部份工作。

在本书翻译、校审过程中，得到了北京大学仇永炎教授的指导、鼓励和热情的帮助，在此表示感谢！

在本书联系出版过程中，还曾得到章淹教授以及赵卫、齐淑芬、吴正华、陈新强等同志的帮助与支持，在此一并感谢！

译者

## 俄 译 者 序

地球大气中的能源和能量转换问题，特别是从广义上来理解它时，是地球科学中最重要的问题之一。越来越明显，只有在深入了解大气过程能量学的基础上，才能拟订出解决天气预报（其中包括长期预报）的途径。

国外著名学者、大气动力学专家 *J. Van Mieghem* 的这部科学著作《大气能量学》，是近年来最重要的基本出版物之一。书中系统地阐述了地球大气中各种不同形式的能量输送和转换问题。

本书的重点是论证和分析用来描述整个流体环境（其中包括地球大气）中能量转换过程的那些方程组。第一篇主要是研究大气能量学的一般问题。第二篇篇幅最大，用来分析和简化适用于具体大气运动系统的能量平衡方程，并且把最大的注意力放在构成大气环流实体的大尺度过程的能量学方面。

因为 *J. Van Mieghem* 对大气能量学的意义理解得相当广泛，所以，他也研究对近地层、边界层以及在对流发展情况下的自由大气都是有重要意义的中小尺度运动。

正如作者本人所述，这本书是他在给大学动力气象专业学生授课讲义的基础上编写而成的。为了系统地研究大气动力学中最重要的分支之一——大气能量学，首当推荐并参考 *Van Mieghen* 这本书。有些专著含有过量的引文（往往是很不重要的著作）以及毫不具有指导意义的原理和作者对所研究问题的评论，就这个意义来说，本书是有益的。

在 Van Mieghem 这本书问世之前出版的许多著作中，也注意到对大气能量学研究的概括。但这种概括一般只限于对所研究问题的简单叙述，在探讨主要问题时甚至带有词不达意的缺点。

在其他著作中，更接近于 Van Mieghem 这本书的专著有 E. N. Lorenz 的《大气环流的性质和理论》。但是，这本专著内容丰富，即使素质较高的读者阅读时也会遇到困难，而 Van Mieghem 的这本书可以作为学习该专著的数学基础。

近年完成的大量研究，和其他著作一样，其中也分析了能量转换问题，首先是苏联和美国，深入研究了全球大气环流、海—气相互作用和气候形成的数值模拟。在全球大气过程研究计划及其诸如综合能量试验 (КЭНЭКС)、极地试验 (ПОПЭКС) 和热带试验 (ТРОПЭКС) 这样一些子计划中，都很注意大气能量学问题。进行广泛的试验研究可以弥补实际观测资料的不足，而这些资料对于深入研究大气环流、长期天气预报和气候变化的理论来说都是需要的。

Van Mieghem 在书中讨论了大气中所有主要的、各种不同形式的能量守恒和转换问题。看来，这本书不仅对大学生和研究生有益，而且对深入探索更实际的大气物理学和大气动力学问题的研究人员也将是有益的。

Л. Т. Матвеев

## 俄文本序——为俄文版而写

在《大气能量学》这部著作中，我尽量强调了与大气运动系统的风场和温度场有关的能量过程的重要意义。

在本书的英文版前言中我已表示，希望书中给出的有关大气能量学最新知识的评论对积极学习动力气象学的大学生将是有益的，并激励他们当中的许多人在大气科学的这个重要方面去进行独立的研究。实际上，我们也确实需要对大气中发生的诸过程的动力学、热力学和能量学之间的相互关系做更加深入的了解。

这部著作译成俄文将扩大她的普及范围，并希望能把大量的年轻读者吸引到大气能量学方面的研究工作上来。Л.Т. Матвеев 教授承担了这项俄译本的繁重任务，为此，我向他表深切的谢意。

J. Van Mieghem

# 序 言

本书试图评介现有的大气运动系统能量学知识。

全书分为两篇。第一篇的内容是对能量过程作广泛了解所需要的理论基础。其中基本能量方程，已应用物理学原理写成了收支形式或平衡形式。

第二篇，旨在研究不同时-空尺度的大气能量过程。在现有知识许可的范围内，将尽力对各种不同尺度运动系统之间的相互作用加以说明。

本书是根据过去十年在布鲁塞尔大学和比利时皇家气象学院高空气象学专业研究班讲授大气力学课的讲义编写而成的。为了避免重复和遗漏（尽可能地），讲稿的某些部份又重新作了改写。

尽管如此，仍保留了原讲义的梗概、文体和叙述方式。笔者希望这本大气能量学对于大学高年级学生学习动力气象学的帮助，并对他们中的许多人在大气科学这一十分重要的领域内承担研究任务有所促进。

笔者得益于 P. A. Sheppard、P. Defrise 和 J. Van Isacker 等教授提出的建议。他们的建设性意见，使笔者能对本书作了许多重大的改进。为了阅读并审定本书最初的手稿，同事们不惜花费了大量时间。为此，笔者谨向他们表示感谢。

笔者极力感谢允许本书引用或复制他们的著述中插图的作者和发行人。对于引用与复制的图解，已在图下的说明中给出了参考文献，其中尤需明确提出的是美国气象学会（图2(a)，图5和图9）和芝加哥大学（图8）。

写于于克勒

1971年9月



# 目 录

## 序 言

### 第一篇 基本能量方程

第一章	引言	1
第二章	平衡方程	3
第三章	片流能量学	9
§3.1	机械能方程	9
§3.2	机械能通量	11
§3.3	内能方程	13
3.4	能量平衡方程	14
§3.5	参照标架的选择	22
第四章	湍流运动	29
4.1	平均运动与涡旋运动	29
4.2	大气湍流	31
§4.3	湍流扩散	33
§4.4	微尺度湍流区域	38
§4.5	宏观尺度湍流区域	40
4.6	中尺度湍流区域	43
第五章	平均与脉动	46
§5.1	空间平均与时间均平	46
§5.2	加权平均	47
§5.3	Reynolds 平均	51
§5.4	平均算子的选择	56
第六章	湍流能量学	61

§6.1	平均运动动能平衡方程	61
§6.2	涡旋运动平均动能平衡方程	63
6.3	平均内能平衡方程	67
§6.4	总能量平衡方程	69
§6.5	能量转换率	70
第七章 涡动感热与潜热通量		73
第二篇 大气运动系统能量学		79
第八章 Poussinesq 近似		79
第九章 强迫对流能量学		84
§9.1	强迫对流	84
§9.2	能量转换率	87
§9.3	能量平衡方程	94
§9.4	近地层	98
§9.5	摩擦层	111
第十章 自由对流能量学		118
§10.1	自由对流	118
§10.2	铅直涡动热通量	120
§10.3	能量转换率	129
10.4	能量平衡方程	131
10.5	边界层内及其上面的小尺度涡动输送过程	133
第十一章 大尺度涡旋能量学		135
11.1	大尺度涡旋	135
11.2	能量转换率与能量平衡方程	137
11.3	涡动动能的制造	142
第十二章 小尺度和大尺度天气系统的能量过程		153
12.1	天气系统动力学和能量学	153
§12.2	天气尺度系统的近似热力学方程	160
12.3	大气环流能量学	165

§12.4	与大气环流相关联的能量转换·····	173
§12.5	运动场的分解·····	177
<b>第十三章</b>	<b>片流近似·····</b>	<b>180</b>
§13.1	天气尺度情况下内能和位能向动能的转换·····	180
§13.2	干燥无粘大气中的能量转换·····	191
<b>第十四章</b>	<b>准静力平衡运动系统能量学·····</b>	<b>194</b>
§14.1	准静力平衡运动系统的近似能量方程·····	194
§14.2	可用于转换成动能的能量·····	209
§14.3	大气的参考状态·····	214
§14.4	有效位能与无效位能的平衡方程·····	218
§14.5	大气的实际状态·····	225
§14.6	总位能及其一阶、二阶时间微商·····	228
§14.7	有效位能的计算·····	235
§14.8	有效位能的近似表达式及其平衡方程·····	242
§14.9	一团空气对大气有效位能的贡献·····	255
§14.10	有效位能的产生和大气环流·····	259
<b>第十五章</b>	<b>大气中能量转换和能量转移的 Lorenz 循环·····</b>	<b>266</b>
<b>第十六章</b>	<b>线性微扰能量学·····</b>	<b>280</b>
§16.1	波能平衡方程·····	280
§16.2	机械能通量·····	284
§16.3	绝热驻波·····	287
§16.4	大气中机械能的铅直输送·····	290
§16.5	线性模式的局限性以及应用透射、 反射概念时的限制·····	292
§16.6	半 Lagrangian 形式的线性微扰能量方程·····	294
<b>第十七章</b>	<b>非地转运动在大气环流能量学中的作 中的作用·····</b>	<b>302</b>

第十八章 模式大气能量学.....	311
§18.1 一般坐标系中的 Eulerian 运动方程.....	311
§18.2 一般坐标系中的连续方程.....	316
§18.3 绝对涡度方程.....	318
§18.4 热力学方程.....	322
§18.5 等压散度方程.....	323
§18.6 总能量方程.....	325
参考文献.....	332
符号一览表.....	351

# 第一篇 基本能量方程

## 第一章 引言

流体系统动力学方程和能量学方程，可采用简单的平衡方程形式。这种形式，借助通量矢量、制造率和（或）转换率，可以给运动方程以及有关联的能量过程以最为通俗易懂的解释（见第 2 章）。

考虑任意空气体积  $\tau$  的经典运动方程和能量方程（见第 3 章）中所涉及的物理参量，如：空气密度  $\rho$ 、气压  $p$ 、空气绝对温度  $T$ 、Stoks-Navier 粘滞应力张量  $\mathbf{P}$  以及空气相对于地球的运动速度  $\mathbf{v}$ （风）。这些参量实际上是一定空间间隔和一定时间间隔的平均值。空间间隔，应选取得比空气分子（线尺寸为  $10^{-8}$  厘米）的平均自由程（在正常物理条件下，近地面为  $10^{-5}$  厘米，25 公里高度处为  $10^{-4}$  厘米，50 公里高度处为  $10^{-2}$  厘米，100 公里高度处为 10 厘米）稍大些；时间间隔，应选取得比分子通过平均自由程所需的平均时间（在正常物理条件下为  $10^{-10}$  秒）稍长些，但比可测最小涡旋的线尺寸以及局地寿命要短些。根据 Dryden 的研究<sup>[15]</sup>，可测最小涡旋的线尺寸量级为  $10^{-3}$  厘米，局地寿命的量级为  $10^{-3}$  秒；而根据 Hinze 的研究<sup>[30]</sup>，对中等空气速度（ $<100$  米·秒<sup>-1</sup>）而言，最小涡旋的线尺寸几乎都大于 1 毫米。在这类尺寸的涡旋内，分子效应起主导作用。所以，在这些涡旋内的流动，不

再是湍流运动，而是粘滞运动。尺度再小些的涡旋，其动能小得无法测定，故可忽略。

换句话说，在分子尺度和最小涡旋尺度之间的所有尺度，经典的能量方程和运动方程（见第3章）都是正确的。因此，如果时-空域的尺寸属于分子尺度和最小涡旋尺度之间的尺度时，这些平均数与确定它们所用时-空域的大小无关。第三章能量方程中的物理参量就属于这种情况。这些能量方程适用于片流粘滞流——整个流体内到处都是平滑的和准平行的流线。如果进行平均用的时-空间隔比最小涡旋局地寿命长、比最小涡旋的线尺寸大的话，则上述方程就不正确了。在没有涡旋尺寸上限及局地寿命上限的情况下，任何较大尺度的参量平均值与所选的尺度不是无关的了。对于这些尺度，第三章中的基本能量方程不再正确，这意味着这些方程在大气能量学中没有直接用处（见第4章）。

## 第二章 平衡方程

让我们考虑  $t$  时刻在某一流体系统中质量为  $M(\equiv \int_V \rho d\tau)$  的某一体积  $\tau$ ，并令  $F$  表示与该体积内流体有关联的某个任意广延量或广延属性(比如质量、动能、内能等)。若  $dm$  表示在  $t$  时刻、体元  $d\tau$  中包含的流体质量，则可由  $dm = \rho d\tau$  定义流体的密度  $\rho$ 。这里  $\rho$  为  $t$  和  $x^1$ 、 $x^2$ 、 $x^3$  的函数； $x^1$ 、 $x^2$ 、 $x^3$  是  $d\tau$  会聚点的空间座标(相对于跟地球刚性连接的参照标架而言)。同样地，根据定义有：

$$dF = f dm = f \rho d\tau$$

其中  $dF$  表示在时刻  $t$ 、体元  $d\tau$  内包含的物理量  $F$  的数值， $f$  表示与广延量  $F$  对应的强度(局地)量。函数  $f$ ，如同  $\rho$  一样，与 Eulerian 变量  $x^1$ 、 $x^2$ 、 $x^3$ 、 $t$  有关。根据  $f$  的定义，可以直接导出  $F$  的积分表达式，即：

$$F = \int_V f \rho d\tau$$

其中  $f$  是单位质量内  $F$  的数值。

在时刻  $t$ 、体积  $\tau$  中包含的广延量  $F$ ，每单位时间的局地增量为：

$$\frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V f \rho d\tau = \int_V \frac{\partial}{\partial t} (f \rho) d\tau$$

很显然，这就等于单位时间内体积  $\tau$  中  $F$  的制造率减去在上述单位时间内通过  $\tau$  的整个界面  $\sigma$  上  $F$  的外流量。所以， $F$

广延形式的平衡方程可以表示为：

$$\int_{\tau} \frac{\partial}{\partial t} (f\rho) d\tau = \int_{\tau} \Sigma(F) d\tau - \oint_{\sigma} C_N(F) d\sigma \quad (2.1)$$

其中  $\sigma$  是体积  $\tau$  的界面， $\mathbf{C}(F)$  是  $F$  的通量矢量， $C_N(F)$  是  $\mathbf{C}(F)$  沿  $\sigma$  外法线上的分量， $\Sigma(F)$  是单位体积内  $F$  的制造率 ( $\Sigma > 0$ ) 或破坏率 ( $\Sigma < 0$ )。通量矢量的分量  $C_N$ ，表示单位时间内穿越界面  $\sigma$  之单位面积上外流的  $F$  数值。矢量  $\mathbf{C}$  和标量  $\Sigma$  都是 Eulerian 变量  $x^1, x^2, x^3, t$  的函数。矢量场  $\mathbf{C}(F)$  给出流体系统内  $F$  的输送情况，标量场  $\Sigma(F)$  给出对应源、汇的时空分布情况。若把 Ostrogradsky 定理用于 (2.1) 式右端最后一项，便得到<sup>[116, 117]</sup>：

$$\int_{\tau} \left( \frac{\partial}{\partial t} (f\rho) + \operatorname{div} \mathbf{C}(F) - \Sigma(F) \right) d\tau = 0$$

该式对于  $t$  时刻流体系统中的任何体积  $\tau$  都成立。因此，在任何时刻  $t$ ，在流体中的任意点  $(x^1, x^2, x^3)$ ，与 (2.1) 式对应的强度（或局地）形式的平衡方程为：

$$\frac{\partial}{\partial t} (f\rho) + \operatorname{div} \mathbf{C}(F) = \Sigma(F) \quad (2.2)$$

当物理要素是一矢量（如动量，见 §3.1）或一张量时，也可建立起与 (2.2) 式类似的平衡方程。在更一般的情况下，通量是由更高一阶的张量给出，而制造率是由同阶的张量给出。

平衡方程 (2.2) 式可作如下解释：在时刻  $t$  相对于参照标架静止的单位体积中  $F$  的数值—— $\rho f$  的改变是由以下两者引起：(i) 穿越该单位体积界面的通量  $\mathbf{C}(F)$  的辐合  $-\operatorname{div} \mathbf{C}(F)$ ；(ii) 在该单位体积内以速率  $\Sigma(F)$  制造出的  $F$ 。每单位体积



以速率  $\Sigma(F)$  制造出的物理要素  $F$ ，被通量  $C(F)$  分配在该单位体积中。

为了避免误解，应该搞清楚：若  $A$  是一个任意矢量， $\alpha$  是满足恒等式  $\alpha \equiv \text{div} A$  的一个标量，则可以用  $(C+A)$  与  $(\Sigma+\alpha)$  分别替换其中  $F$  的通量  $C$  与  $F$  的源强度  $\Sigma$ ，而不改变平衡方程 (2.2)。因此，(2.2) 式中的  $C(F)$  与  $\Sigma(F)$  都没有唯一确定。但是，当选定  $C$  后， $\Sigma(F)$  就唯一确定了。在进行这种选择的时候，必须记住  $F$  的物理意义（参见第 3 章和第 6 章）。一旦选定  $C(F)$  后，就给出了要素  $F$  的分配过程，而  $\Sigma(F)$  则给出物理要素  $F$  的制造机制。

在最普通的情况下，可把通量矢量  $C(F)$  假定为：

$$C(F) = \rho f \mathbf{v} + C'(F)$$

其中  $\rho f \mathbf{v}$  定义为运流输送， $C'(F)$  定义为非运流输送， $\mathbf{v}$  为空气速度矢量。把  $C(F)$  这一表达式代入积分形式的平衡方程 (2.1) 中，便得到体积  $\tau$  中所包含物理要素  $F$  的收支方程，即：

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\tau} f \rho d\tau = - \oint_{\sigma} \rho f v_N d\sigma - \oint_{\sigma} C'_N(F) d\sigma \\ + \int_{\tau} \Sigma(F) d\tau \end{aligned} \quad (2.1')$$

式中右端前两项表示由于空气运动（运流过程）以及非运流过程引起穿越界面  $\sigma$  向外输送  $F$  的数值。这里的非运流过程，一般指辐射传热以及环境对力学系统界面所作的功等。在第三章与第六章将给出这一平衡方程的许多实例。

另外，当下面的 (2.3) 式恒成立，且  $A$  是一个任意矢量时，则广延量  $F$  是该流体系统的一个保守属性。(2.3) 式的